ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 16 AOUT 1922.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE ROUX.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HYDRAULIQUE. — *Au sujet des dépressions résultant d'une rupture dans une conduite forcée.* Note [1] de M. DE SPARRE.

Cette question a été abordée par plusieurs auteurs [2], mais ils l'ont traitée en supposant qu'après la rupture il s'est produit un nouveau régime permanent dans lequel, H étant la hauteur de chute, la vitesse de régime, qui était primitivement v_0, est devenue égale à $\sqrt{2gH}$, g désignant la gravité. Or la vitesse de l'eau dans la conduite ne peut passer de la valeur v_0 à la valeur beaucoup plus grande $\sqrt{2gH}$ sans passer par un état intermédiaire qu'il est indispensable d'étudier pour se rendre compte du phénomène.

Il se produit, au moment de la rupture, un coup de bélier négatif.

Soient y la pression, en colonne d'eau, au point où se produit la rupture, v la vitesse de l'eau en ce point après la rupture, y_0 et v_0 les valeurs de y et de v avant la rupture, a la vitesse de propagation, l la longueur de la conduite, depuis le point de rupture jusqu'à la prise d'eau. On devra, en négligeant la partie de la conduite au-dessous du point de rupture, considérer des périodes de durée $\theta = \frac{2l}{a}$ et l'on aura, par la théorie du coup

---

(1) Séance du 31 juillet 1922.

(2) ROUTIN, *Cours d'hydraulique industrielle*, deuxième Partie, p. 30. — FERRAUD, *Houille blanche*, mai-juin 1922.

de bélier,

(1) $$y = y_0 + F(t) - F(t-\theta),$$

(2) $$v = v_0 - \frac{g}{a}[F(t) + F(t-\theta)],$$

où

$$F(t) = 0 \quad \text{pour} \quad t \leqq 0.$$

Mais l'écoulement se faisant, dans le cas d'une rupture, à gueule bée, la vitesse près de la rupture sera la même dans la conduite qu'à la sortie, où elle se fait sous la pression atmosphérique. Il faudra donc, après la rupture, que l'on ait $y = p_0$, p_0 étant la pression atmosphérique en colonne d'eau. Comme d'ailleurs

$$y_0 = p_0 + H,$$

on aura

(3) $$F(t) - F(t-\theta) = -H.$$

Donc pour la première période

$$F(t) = -H,$$

et par suite, pour la $n^{\text{ième}}$,

(4) $$F(t) = -nH.$$

On aura alors par la formule (2)

(5) $$v = v_0 + \frac{(2n-1)gH}{a}.$$

On voit, qu'au point de rupture, le coup de bélier négatif est constant et égal à $-H$.

Si l'on considère maintenant un point de la conduite situé à une distance x du point de rupture, on a pour le coup de bélier Y, en ce point [1],

$$Y = F\left(t - \frac{x}{a}\right) - F\left(t - \theta + \frac{x}{a}\right).$$

Par suite, pour la $n^{\text{ième}}$ période pour laquelle

$$t = (n-1)\theta + \tau \quad \text{avec} \quad 0 < \tau \leqq \theta,$$

1° Si

$$0 < \tau \leqq \frac{x}{a},$$

---

[1] *Bulletin de la Société hydrotechnique*, n° 1, p. 4.

on a

$$F\left(t-\frac{x}{a}\right)=-(n-1)H, \qquad F\left(t-\theta+\frac{x}{a}\right)=-(n-1)H;$$

donc

$$Y=0.$$

2° Si

$$\frac{x}{a}<\tau\leqq\theta-\frac{x}{a},$$

on a

$$F\left(t-\frac{x}{a}\right)=-nH, \qquad F\left(t-\theta+\frac{x}{a}\right)=-(n-1)H,$$

et par suite

$$Y=-H.$$

3° Si

$$\theta-\frac{x}{a}<\tau\leqq\theta,$$

on a

$$F\left(t-\frac{x}{a}\right)=-nH, \qquad F\left(t-\theta+\frac{x}{a}\right)=-nH$$

et, par suite,

$$Y=0.$$

On voit que le coup de bélier est égal à o lorsque τ varie de o à $\frac{x}{a}$ et de $\theta-\frac{x}{a}=\frac{2l-x}{a}$ à θ; donc pendant un temps égal à $\frac{2x}{a}$. Il est, au lieu de cela, égal à $-$ H lorsque τ varie de $\frac{x}{a}$ à $\theta-\frac{x}{a}=\frac{2l-x}{a}$; donc pendant un temps égal à $2\frac{l-x}{a}$.

Ceci suppose toutefois que la hauteur de chute n'est pas supérieure à 10^{m} environ [1].

En effet, le coup de bélier négatif devenant égal à $-$ H en un point quelconque de la conduite, la pression en un point, où la pression statique est y'_0, deviendra au moment du coup de bélier

$$y'_0-H,$$

et si h est la tension maxima de la vapeur d'eau en colonne d'eau, pour qu'il ne se produise pas de vide en ce point, il faudra

$$y'_0-H>h.$$

[1] La pression atmosphérique diminuée de la tension maxima de la vapeur d'eau à la température de l'eau de la conduite, exprimées en colonne d'eau.

Or, dans le voisinage de la prise d'eau, y'_0 sera en général peu supérieur à la pression atmosphérique et, pour qu'il ne se produise pas de vide, il faudra que H ne dépasse pas 10^m environ.

On doit remarquer que, même pour H un peu inférieur à 10^m, il peut se produire un vide par suite du dégagement de l'air dissous dans l'eau.

Si $H > y'_0 - h$ en un point de la conduite, il se produira un vide dans la conduite et le mouvement s'y fera sous une pression constante égale à h, mais ce sera très généralement un mouvement tumultueux, tant par suite des changements de pente de la conduite que par suite des ressauts qui peuvent s'y produire.

On voit que le coup de bélier négatif, dans l'hypothèse où il ne s'y produit pas de vides, devient égal à — H en tout point de la conduite; mais en un point situé à une distance x du point de rupture, il ne garde cette valeur que pendant un temps égal à $2\frac{l-x}{a}$ (¹) et le reste du temps la pression est la pression statique.

On conclut de là que des reniflards ou ventouses placées à l'origine d'une conduite peuvent être inefficaces pour prévenir les phénomènes d'aplatissement dans les parties de faibles épaisseurs à la suite d'une rupture, leur durée d'action étant beaucoup trop courte.

M. G. Bigourdan fait hommage à l'Académie du n° 4, Tome I, du *Bulletin horaire du Bureau international de l'heure* (*B. I. H.*).

M. J. Bergonié s'exprime en ces termes :

En déposant sur le bureau de l'Académie le texte de la Conférence *sur l'organisation régionale de la lutte contre le cancer*, que je viens de faire au Sénat devant les Commissions d'Hygiène réunies de la Chambre et du Sénat, je tiens à dire encore ici combien il est urgent d'organiser cette lutte contre le cancer par tous les moyens. L'organisation à Paris est déjà assez avancée, grâce au Laboratoire du Radium (D[r] Regaud), grâce aussi à certains services hospitaliers comme celui du D[r] Proust, à Tenon. Mais en province rien de semblable n'existe. Or la mortalité par cancer s'accroît en France comme partout, comme aux États-Unis par exemple, où elle a dépassé, d'après des statistiques dignes de foi, celle de la tuberculose.

(¹) Donc très court si x est voisin de l.

Le Ministre actuel de l'Hygiène, M. Strauss, a vu à Bordeaux une organisation de lutte anticancéreuse bien incomplète ; malgré tout, il lui a semblé qu'on devait l'encourager et la perfectionner et, par une circulaire récente, il a fait de cette organisation le premier centre régional de lutte contre le cancer.

D'autres centres sont déjà en projet ; espérons que l'attention des Pouvoirs publics ainsi attirée, nous pourrons bientôt lutter efficacement contre ce fléau social qui enlève à notre pays plus de quarante mille existences annuellement.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de la Guerre et des Pensions** invite l'Académie à lui désigner deux de ses Membres qui occuperont, dans le *Conseil de perfectionnement de l'École Polytechnique*, les places vacantes par l'expiration des pouvoirs de MM. H. Deslandres et H. Le Chatelier, Membres sortants et rééligibles.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Observatoire Jarry-Desloges (Sétif). *Observations des surfaces planetaires Mars — Saturne — La Lune — Vénus — Mercure — Jupiter*. Fascicule V, années 1915 et 1916. (Présenté par M. G. Bigourdan.)

MÉCANIQUE. — *Sur l'intégration des équations de la Balistique dans des conditions générales de la résistance*. Note (¹) de M. **Kyrille Popoff**, transmise par M. Hadamard.

Considérons le mouvement d'un point dans un milieu résistant. Sur la loi $\Phi(v)$ de la résistance pour l'unité de masse, nous ne faisons que les hypothèses suivantes très générales : 1° $\Phi(v)$ est une fonction positive et croissante pour les valeurs positives de v; 2° elle s'annule pour $v = 0$, et 3° $\frac{\Phi(v)}{v} = f(v)$ peut être développé suivant les puissances positives et entières de v.

(¹) Séance du 31 juillet 1922.

Nous choisissons la bouche du canon pour l'origine, l'axe des x étant dirigé suivant la vitesse initiale et l'axe des y suivant la verticale descendante. On a pour les équations du mouvement

$$\frac{dx'}{dt} = -x' f(v), \qquad \frac{dy'}{dt} = g - y' f(v)$$

avec les conditions initiales $x = 0$, $y = 0$, $x' = v_0$, $y' = 0$ pour $t = 0$. Ici, la vitesse v est donnée par $v^2 = x'^2 + y'^2 - 2x'y' \sin\alpha$, où x' et y' sont les dérivées de x et y par rapport à t et α l'angle que fait la vitesse initiale avec l'horizon.

On établit facilement : 1° que x' et y' restent positives et finies; 2° que pour $|\sin\alpha| < 1 - \varepsilon$, où ε est une petite quantité positive, la distance du point (x', y') à l'origine du plan (x', y') reste supérieure à une quantité positive et que 3° la trajectoire a une asymptote verticale.

Dans ces conditions v et $f(v)$ seront des fonctions holomorphes de x', y' et $\sin\alpha$ autour de chaque point de la trajectoire et d'après un théorème de Poincaré approfondi par les travaux de MM. Picard, Hadamard, v. Escherich, Lindelöf et d'autres, il existe un t_1 tel que pour toute valeur de $t \leqq t_1$ les intégrales x' et y' seront des fonctions holomorphes de $\sin\alpha$. En posant

$$x'_1 = x'(t_1) \quad \text{et} \quad y'_1 = y'(t_1)$$

et en faisant le changement de variables

$$x' = x'_1 + \xi', \qquad y' = y'_1 + \eta', \qquad t = t_1 + \tau,$$

les équations du mouvement deviennent

$$\frac{d\xi'}{d\tau} = -(x'_1 + \xi') f(v), \qquad \frac{d\eta'}{d\tau} = g - (y'_1 + \eta') f(v)$$

avec les conditions initiales $\tau = 0$, $\xi' = 0$, $\eta' = 0$.

Le même théorème de Poincaré donne maintenant que ξ' et η' sont des fonctions holomorphes de $\sin\alpha$ tant que $|\sin\alpha| < 1 - \varepsilon$ dans un intervalle déterminé de τ. Le point (x', y') restant à une distance de l'origine supérieure à une quantité positive déterminée et d'autre part l'origine étant l'unique point singulier de $f(v)$, on peut répéter cette opération à l'infini, ce qui permet d'écrire pour les valeurs de t l'intervalle $(0, +\infty)$

$$(a) \qquad \begin{cases} x' = a_0 + a_1 \sin\alpha + a_2 \sin^2\alpha + \ldots, \\ y' = b_0 + b_1 \sin\alpha + b_2 \sin^2\alpha + \ldots, \end{cases}$$

où a_n et b_n sont des fonctions de t.

Ce développement étant valable pour toute valeur de t de o à T quelque grand que soit T pourvu que $|\sin\alpha| < 1 - \varepsilon$, il existera une quantité positive M telle que pour toutes les valeurs de t de l'intervalle (o, T) on aura

$$|a_n(1-\varepsilon)^n| < M, \qquad |b_n(1-\varepsilon)^n| < M.$$

Il est clair, dès lors, qu'on peut intégrer terme à terme les séries (a) et développer x, y suivant les puissances de $\sin\alpha$.

On voit de même qu'on a des développements de la forme

$$(B)\qquad \begin{cases} x = x_0 + x_1 \sin^2\frac{\varphi}{2} + x_2 \sin^4\frac{\varphi}{2} + x_3 \sin^6\frac{\varphi}{2} + \ldots, \\ y = y_0 + y_1 \sin^2\frac{\varphi}{2} + y_2 \sin^4\frac{\varphi}{2} + y_3 \sin^6\frac{\varphi}{2} + \ldots, \end{cases}$$

où $\varphi = \frac{\pi}{2} + \alpha$, valables pour toutes les valeurs de t et des développements analogues suivant les puissances de $\sin^2\frac{\psi}{2}\left(\psi = \frac{\pi}{2} - \alpha\right)$, valables tant que $x' > y'$.

Une fois la forme de ces développements fixée, on peut essayer d'intégrer les équations du mouvement par une intégrale de la forme (B) par exemple, ce qui donne pour la détermination des coefficients x_n et y_n le système d'équations suivant :

$$\frac{dx'_0}{dt} = -x'_0 f(x'_0 + y'_0),$$

$$\frac{dy'_0}{dt} = g - y'_0 f(x'_0 + y'_0),$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$\frac{dx'_n}{dt} = -x'_n f(x'_0 + y'_0) - x'_0 f'(x'_0 + y'_0)(x'_n + y'_n) + \xi_n(x'_0, x'_1, \ldots, x'_{n-1}; y'_0, y'_1, \ldots, y'_{n-1}),$$

$$\frac{dy'_n}{dt} = -y'_n f(x'_0 + y'_0) - y'_0 f'(x'_0 + y'_0)(x'_n + y'_n) + \eta_n(x'_0, x'_1, \ldots, x'_{n-1}; y'_0, y'_1, \ldots, y'_{n-1}).$$

L'intégration de ces systèmes d'équations peut être facilement ramenée à des quadratures en posant $w' = x' + y'$.

On se rend facilement compte que la convergence de ces séries est très rapide. On a par exemple

$$v = (x' + y')\sqrt{1 - \frac{4x'y'}{(x'+y')^2}\sin^2\frac{\varphi}{2}}.$$

Le facteur $\frac{4x'y'}{(x'+y')^2}$ dont la valeur varie entre o et +1, est nul pour $t = 0$ (puisque $y' = 0$) et pour $t = \infty$ (puisque $x' = 0$).

On peut également chercher de pareils développements en Mécanique céleste.

N. B. — La transformation que nous avons faite dans notre Note précédente : *Sur l'équation générale du type elliptique* (*Comptes rendus*, t. 174, 1922, p. 731), a été faite aussi par Poincaré (*Leçons de Mécanique céleste*, t. 3) et M. Lichtenstein (*Comptes rendus*, 29 février 1909; *Math. Ann.*, t. 67). Pourtant, pour étudier les conditions dans lesquelles la solution de l'équation intégrale satisfait à l'équation aux dérivées partielles, les deux auteurs font une intégration par parties, ce qui introduit les dérivées des coefficients. Dans une Note des *Sitzungsberichte der Berliner Math. Gesellschaft*, 1915, pour se débarrasser de la condition d'existence des dérivées de ces coefficients, M. Lichtenstein emploie le procédé des approximations successives.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur les chocs entre particules α et noyaux atomiques.* Note (¹) de MM. **Pierre Auger** et **Francis Perrin**, présentée par M. G. Urbain.

On sait comment C.-T.-R. Wilson a rendu visibles les trajectoires individuelles des particules α : Si des rayons α traversent un gaz humide sursaturé par détente, il se condense de fines gouttelettes sur les ions produits. Les trajectoires sont ainsi marquées par des fils de brouillard que l'on peut photographier. Les clichés montrent que les rayons sont souvent coudés vers leur extrémité, avec parfois un « éperon » visible à l'endroit du coude. Ces déviations s'expliquent si les atomes ont leur masse concentrée en un noyau positif pratiquement ponctuel (Rutherford) : La particule α est déviée quand elle pénètre dans le champ énorme qui règne près du noyau, et celui-ci est lui-même projeté par cette répulsion, ce qui donne l'éperon. L'ensemble des rayons α, direct et dévié, et de l'éperon, forme une *fourche*.

Il y a là un précieux moyen d'investigation que nous avons utilisé, opérant le plus souvent avec deux appareils photographiques à angle droit, ce qui permet d'avoir les formes exactes. Nous avons particulièrement cherché à expérimenter dans des gaz très différents.

1. *Rayons α dans l'argon.* — Dans un gaz formé d'atomes lourds à charge nucléaire élevée, les éperons doivent être très petits et les déviations fréquentes. Nos clichés confirment ces prévisions.

Pour calculer les déviations, on peut négliger ici le déplacement du noyau

---

(¹) Séance du 31 juillet 1922.

heurté. Soient Ne la charge du noyau, p la distance à laquelle la particule α s'en approcherait si elle n'était pas déviée, $2e$ et m la charge et la masse de la particule α, et v sa vitesse (au moment du choc). La déviation φ du rayon est donnée par la relation (Rutherford)

$$\tau = \operatorname{tang}\frac{\varphi}{2} = \frac{2Ne^2}{mv^2p}.$$

La probabilité d'un coude pour lequel $\operatorname{tang}\frac{\varphi}{2}$ soit compris entre τ et $\tau + d\tau$, sur un parcours dx, est par suite

$$\varpi\, dx\, d\tau = \frac{8\pi N^2 e^4 n}{m^2}\,\frac{d\tau}{\tau^3}\,\frac{dx}{v^4}, \tag{1}$$

n étant le nombre d'atomes d'argon par unité de volume.

Pour vérifier cette formule, on peut d'abord considérer les coudes situés à une même distance x de l'extrémité : le nombre de ces coudes, correspondant à un intervalle τ, $\tau + d\tau$, doit être inversement proportionnel à τ^3. Le peu de mesures faites ne permet pas une vérification précise; l'ordre de grandeur est bon, sauf pour les petits coudes (inférieurs à 2°) moins nombreux que ne le veut la loi : on observe souvent des portions de plusieurs centimètres de rayons rectilignes à 1° près, phénomène dont la probabilité serait très petite, et qui tient peut-être à l'influence des électrons satellites profonds (la distance p pour ces coudes est de l'ordre du rayon de l'anneau K).

On peut, en second lieu, de la répartition des coudes le long des rayons, déduire la relation entre la vitesse et la distance à l'extrémité. D'après la loi de Geiger, on aurait

$$v = kx^{\frac{1}{3}}.$$

Cette loi semble bien vérifiée, sauf sur les deux derniers millimètres. On obtient, en l'appliquant,

$$\varpi\, dx\, d\tau = \frac{8\pi N^2 e^4 n}{m^2 k^4}\,\frac{d\tau}{\tau^3}\,\frac{dx}{x^{\frac{4}{3}}}. \tag{2}$$

Pour vérifier la valeur du coefficient, on calculera, par exemple, d'après les expériences, le nombre atomique N du gaz traversé : Si, sur λ rayons, on a observé ν coudes pour lesquels les valeurs de x et τ appartiennent à un certain domaine D, la valeur la plus probable pour N est donnée par

$$\frac{1}{N^2} = \frac{8\pi e^4 n}{m^2 k^4}\,\frac{\lambda}{\nu}\int\!\!\int_D \frac{d\tau}{\tau^3}\,\frac{dx}{x^{\frac{4}{3}}}.$$

L'étude de 52 rayons nous a donné ainsi $N = 19$ (au lieu de 18).

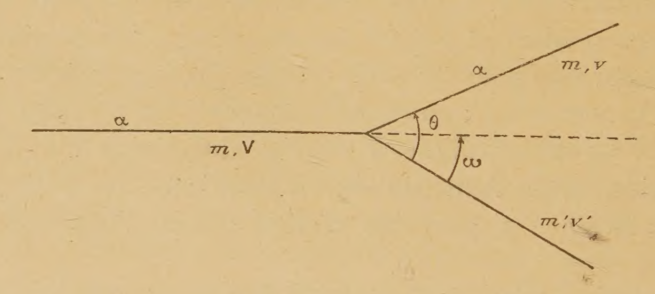
2. *Rayons α dans l'hydrogène.* — Quand la particule α heurte un noyau léger dans un gaz peu dense, l'éperon doit être important. Nos clichés montrent, en effet, dans l'hydrogène, des éperons de longueurs mesurables.

Il est raisonnable d'admettre, lors de la rencontre entre un noyau et une particule α, la conservation de la quantité de mouvement : Une conséquence immédiate est que les trois trajectoires sont dans un même plan. Ceci se vérifie toujours bien. Il doit y avoir aussi conservation de l'énergie cinétique. L'application de ces principes conduit aux relations

$$(3) \qquad \frac{m'}{m} = \frac{\sin(\theta - \omega)}{\sin(\theta + \omega)},$$

$$(4) \qquad \frac{v'}{v} = \frac{\sin(\theta + \omega)}{\sin\omega}$$

(les notations étant indiquées sur la figure).



La relation (3) donne, par des mesures d'angles, le rapport de la masse m' du noyau heurté à la masse m du projectile α [1].

Deux fourches dans l'hydrogène ont donné

$$\left\{\begin{aligned}\theta &= 75^\circ,\\ \omega &= 66^\circ,\end{aligned}\right. \quad \text{d'où} \quad \frac{m'}{m} = 4{,}0 \pm 0{,}5; \qquad \left\{\begin{aligned}\theta &= 60^\circ,\\ \omega &= 44^\circ,\end{aligned}\right. \quad \text{d'où} \quad \frac{m'}{m} = 3{,}5 \pm 1.$$

Ces fourches sont certainement dues à la rencontre d'un noyau d'hydrogène, et la vérification des principes est bonne.

Quelques autres fourches ont été obtenues en mélangeant un peu d'air à

---

[1] Si m' est plus petit que m, la déviation du rayon α est toujours inférieure à $\arcsin \frac{m'}{m}$ (14°,5 dans l'hydrogène). L'égalité des masses m et m' entraîne $\theta = 90^\circ$; éperon et rayon dévié sont alors toujours perpendiculaires l'un à l'autre (rayon α dans l'hélium).

l'hydrogène : Les chocs sur les noyaux N ou O qui dans l'air ne donnent pas lieu à une projection visible du noyau montrent, dans l'hydrogène, des éperons bien nets (parcours augmentés). La mesure des angles, peu précise, donne pour la particule frappée une masse de l'ordre de 15.

La relation (4) permet, en utilisant la loi de Geiger, de tenir compte des longueurs des branches des fourches. Les fourches à éperons d'hydrogène où les parcours sont du même ordre, et celles à éperons d'air où les parcours des noyaux sont très petits, sont bien en accord avec les évaluations.

3. Nous devons signaler quelques fourches particulièrement intéressantes, pour lesquelles la quantité de mouvement semble bien se conserver (fourches planes), mais non pas l'énergie cinétique. En appliquant la formule (3) à une fourche obtenue dans l'air par Shimizu en 1921, nous trouvons 10 à 12 pour la masse du noyau heurté ; de plus, le parcours de ce noyau indiquerait un pouvoir pénétrant inadmissible pour cette masse. Une des fourches que nous avons photographiées rentre aussi dans cette catégorie.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Un nouvel appareil : le Néphélectromètre.* Note [1] de M. **I. Newton Kugelmass.**

1. Il existe des rapports entre le degré de dispersion d'un système colloïdal et certaines de ses propriétés intrinsèques. Tout changement de ces dernières est strictement parallèle à un changement simultané dans le degré d'agrégation. Ces relations mutuelles sont si directes que la détermination des modifications de l'état d'agrégation permet de se rendre compte des modifications de certaines propriétés du système colloïdal envisagé. Ceci est confirmé par les recherches de Meyer [2] sur l'amidon, de Freundlich [3] sur les sols d'hydroxyde d'aluminium, de Arisz [4] sur la gélatine, de Lottermoser [5] sur les sols d'acide tungstique et par mes essais [6] sur la transformation du fibrinogène en fibrine. Il s'ensuit qu'on peut suivre quantitativement les changements dans le degré d'agrégation en déterminant les variations du degré de transparence du système colloïdal.

---

[1] Séance du 31 juillet 1922.
[2] *Kolloïdchemische Beihefte*, t. 5, 1913, p. 1.
[3] *Trans. Faraday Soc.*, t. 9, 1913, p. 66.
[4] *Kolloïdchemische Beihefte*, t. 7, 1915, p. 1.
[5] *Kolloïd-Zeitschrift*, t. 15, 1914, p. 145.
[6] Ces expériences seront publiées prochainement dans un autre Recueil.

On y arrive aisément au moyen d'un nouvel appareil, le *néphélectromètre*. Il se compose de trois parties principales : une lampe électrique (*b*), une cuve *h*, une cellule photo ou thermoélectrique (*k*), réunies de façon à former un bloc (*a*) qu'on introduit dans une étuve (*m*) à température constante.

La lampe électrique (*b*), d'intensité faible et constante, est placée dans une petite chambre métallique (*e*), noircie à l'intérieur au moyen de fumée de camphre. Un peu au delà de la lampe (*b*) se trouve, à la surface interne de la chambre, une rainure dans laquelle on glisse un filtre à lumière monochromatique (*f*), situé parallèlement aux faces antérieure et postérieure de la chambre. On emploie ce filtre lorsqu'on opère avec des solutions colloïdales colorées. La face antérieure de la chambre (*e*) est munie d'une ouverture dans laquelle s'enchâsse une lentille convexe (*g*) destinée à obtenir des rayons parallèles. La lampe (*b*) est reliée à un circuit (*c*) de 110 volts et à une clé (*d*).

Les deux faces de la cuve (*h*) sont parallèles et pourvues à leur centre d'une ouverture circulaire. Cette cuve est, en outre, percée à sa partie supérieure d'un trou fermé par un bouchon rodé (*i*) qui sert à y introduire la solution colloïdale étudiée, à travers laquelle les rayons de lumière doivent passer.

La cellule photo ou thermoélectrique (*k*), de sensibilité constante, a les mêmes dimensions que la cuve (*h*). Le diamètre de la partie sensible de cette cellule est le même que le diamètre de la portion transparente de la cuve. Cette cellule (*k*) est reliée à un millivoltmètre (*l*) qui mesure l'«indice de transparence».

On commence par déterminer le nombre de secondes nécessaires pour obtenir une déviation de l'aiguille du millivoltmètre correspondant à cent divisions, lorsque la cuve renferme de l'eau distillée. On le prend comme unité du «degré de transparence» I. On remplace ensuite l'eau distillée par la solution colloïdale étudiée. On laisse agir la lumière pendant le même nombre de secondes que dans l'essai avec l'eau. On note la déviation maxima de l'aiguille du millivoltmètre I'. $\frac{I'}{I}$ donne l'indice de transparence.

Dans nos expériences nous nous sommes servi d'une pile thermoélectrique d'Elliott, constituée par un couple fer-constantan de $0^{mm},1$ de diamètre. Nous avons d'abord recherché les limites de la durée d'exposition à la lumière permettant, avec cette pile, d'obtenir des résultats concordants dans plusieurs essais néphélectrométriques successifs.

La cuve contient de l'eau distillée à 39° C.

Laps de temps (en minutes) écoulé entre deux essais (¹).	La pile reste exposée à la lumière pendant t secondes. 12 secondes.		20 secondes.	
0.........	$\alpha = 100$	$\frac{\alpha}{t} = 8,5$	$\beta = 168$	$\frac{\beta}{t} = 8,4$
5.........	100	8,5	170	8,5
10.........	100	8,5	169	8,45
20.........	100	8,5	168	8,4
30.........	100	8,5	168	8,4

De ce Tableau il résulte que la pile thermoélectrique employée donne, pour une faible durée d'exposition à la lumière, des variations suffisamment grandes au galvanomètre, qui sont rigoureusement proportionnelles au temps d'exposition. Il n'en est plus ainsi dès que l'exposition de la pile thermoélectrique à la lumière dépasse 20 secondes.

2. La méthode précédente peut être utilisée pour suivre les changements physiques qui se produisent dans certains systèmes colloïdaux. L'exemple suivant est emprunté à une expérience de coagulation de fibrinogène.

Milieu examiné.	Déviation du galvanomètre en 12 secondes.
Eau distillée (témoin) à 39° C..................	100
Fibrinogène + thrombine :	
De suite..................................	67
Après 5 minutes..........................	66
» 10 »	62
» 15 »	56
» 20 »	47
» 25 »	36
» 30 »	26
» 37 »	26
» 40 » (caillot)..................	23
Après rétraction du caillot..................	82

Conclusion. — Le néphélectromètre peut servir pour comparer diverses solutions colloïdales en se basant sur leur indice de transparence et peut être employé à l'étude des modifications de la stabilité de solutions colloïdales.

(¹) La solution restant dans l'obscurité entre deux essais, abstraction faite du petit nombre de secondes nécessaires pour le fonctionnement de la pile thermoélectrique.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mesure de la pression des « fluides superficiels ». Étude détaillée de l'acide oléique.* Note (¹) de M. A. **Marcelin**.

Je me suis déjà efforcé (²) de préciser la notion de « pression superficielle » qu'exercent dans leur plan les « fluides superficiels » ou « fluides à deux dimensions » constitués par la matière étendue sur l'eau en couches minces dont l'épaisseur statistique est de l'ordre des dimensions moléculaires (acide oléique, gomme-gutte, camphre, menthol, isobutylcamphol, etc.).

Je me suis proposé, pour saisir le détail des phénomènes, de construire un « manomètre superficiel » très sensible permettant des mesures rapides; la rapidité est indispensable, les molécules du fluide pouvant se transformer rapidement sous l'action d'impuretés présentes dans l'air ou dans l'eau.

Les nouvelles expériences ont confirmé l'existence d'une « pression de saturation superficielle » et montré la continuité entre les états successifs du fluide superficiel depuis la saturation jusqu'à l'extrême dilution.

Principe et description de l'appareil. — La pression superficielle (généralement inférieure à 30 dynes par centimètre) est mesurée par la flexion d'une longue et mince bande de mica (longueur 12^{cm}, largeur 12^{mm}, épaisseur $\frac{5}{100}$ de millimètre). Cette lame est tendue entre les extrémités des branches d'un étrier constitué par une bande de laiton de 2^{mm} d'épaisseur, deux fois coudée en angle droit, de façon à former un U. Les branches de l'étrier sont prolongées par deux bandes de caoutchouc de 1^{mm} d'épaisseur dont les extrémités libres sont collées aux extrémités de la bande de mica; les prolongements de caoutchouc jouent un rôle analogue aux « jumelles » des ressorts de voitures.

Maintenu par un support pourvu de crémaillères et vis de réglage, l'étrier, placé horizontalement, est à demi immergé; le plan de la bande de mica est alors perpendiculaire à la surface de l'eau. L'étrier et la bande de mica délimitent sur l'eau une surface de 40^{cm^2}, comparable à l'espace vide d'une cellule de baromètre anéroïde.

La flexion du mica est amplifiée et mesurée par le déplacement d'un *spot* réfléchi par un petit miroir mobile autour d'un axe vertical.

L'appareil peut déceler des variations de pression égales à 0,1 dyne-cm.

Pression de saturation superficielle de l'acide oléique. — L'eau est contenue dans une cuve en émail de $45^{cm} \times 14^{cm}$, peu profonde, à bords paraffinés. La cuve est remplie jusqu'aux bords; le manomètre occupe l'une de

---

(¹) Séance du 31 juillet 1922.

(²) *Comptes rendus*, t. 173, 1921, p. 38 et 79.

ses extrémités; partant de l'extrémité opposée, une bandelette de papier paraffiné, posée à plat sur la surface et formant piston, peut comprimer le fluide superficiel.

Par attouchements successifs de la surface avec un agitateur, plongé dans un flacon contenant de l'acide oléique, puis incomplètement essuyé, on dépose sur la surface des quantités croissantes de matière qui s'étendent et forment sur la surface un fluide statistiquement homogène. Partant de O, la pression après chaque attouchement augmente d'une quantité finie, puis atteint une limite. A partir de ce moment les nouvelles quantités de matière déposées sur la surface ne s'étendent plus : une grosse goutte d'huile se forme alors sur la surface en un disque lenticulaire. *La pression de saturation superficielle est comparable à la tension maxima d'une vapeur saturante; elle est caractéristique de l'équilibre entre le fluide superficiel (phase à deux dimensions), et la matière condensée (phase à trois dimensions). Lorsqu'on comprime le fluide en déplaçant la bandelette-piston, il se produit une condensation de matière, et inversement* [1].

Nous nous sommes proposé de vérifier que la pression reste constante lorsque, par translation de la bandelette, on comprime ou détend le fluide en équilibre avec la phase condensée; nous avons observé ceci :

1° *Compression.* — La pression s'élève un peu durant la translation de la bandelette, puis, après l'arrêt de cette dernière, redescend rapidement et se fixe un peu en dessus de la pression de saturation.

2° *Détente.* — La pression s'abaisse un peu durant la translation de la bandelette, puis, après arrêt de cette dernière, remonte rapidement et se fixe un peu en dessous de la pression de saturation. Les écarts relatifs entre les pressions finales, après compression et après détente, et la pression de saturation sont de l'ordre de $+\frac{1}{20}$ et $-\frac{1}{20}$. L'équilibre est comparable à celui d'un pendule à tige rigide dont l'axe subit un frottement.

Compression et détente d'un fluide superficiel non saturant. Hystérésis. — Même dispositif expérimental que précédemment; mais la quantité d'acide oléique est trop faible pour recouvrir entièrement la surface d'une couche de molécules juxtaposées.

1° Par compression, la pression, nulle au début, croît lentement et progressivement, puis de plus en plus vite, et tend vers la limite correspondant à la saturation.

---

(1) L'épaisseur statistique du fluide saturé est double environ de l'épaisseur des molécules supposées sphériques (A. Marcelin, *Ann. de Phys.*, 1913).

2° Par détente, la pression suit des variations inverses.

Si dans les deux cas on trace les courbes $P_1 = f(s)$ et $P_2 = f(s)$, courbes des pressions en fonction des surfaces, on voit que la courbe (2) se place en dessous de la courbe (1). Les deux courbes se rencontrent asymptotiquement, suivant le palier de saturation et suivant l'axe des abscisses. L'ensemble des deux courbes forme un cycle d'hystérésis de même allure que les cycles d'hystérésis magnétiques.

D'après les expériences bien connues de M. Devaux, on aurait pu s'attendre à ce que la courbe présentât un seuil bien défini correspondant à « l'extension maxima » ou juxtaposition des molécules. Il n'en est rien : *dans le cas de l'acide oléique tout au moins, il n'y a pas plus d'extension maxima qu'il n'y a de limite à l'expansion d'un gaz. C'est la sensibilité des appareils qui fixe la limite d'extension pour laquelle la pression est encore décelable. La pression de saturation est la seule constante physique caractéristique.*

Une contradiction apparente reste donc à expliquer. Dans les expériences de M. Devaux, un souffle faible ayant rassemblé les molécules, on observe le contour de la surface qu'occupent les grains de talc. Faiblement comprimé, le fluide se trouve alors dans un état correspondant à la région de la courbe $P = f(s)$ où celle-ci monte rapidement, de sorte que c'est à peine si l'on réduit la surface en soufflant plus fort : d'où l'apparence d'une extension maxima.

Altération des fluides superficiels. — Les expériences sur l'acide oléique doivent être rapides, car cette substance s'altère au contact des milieux ambiants ; on constate en effet que la pression superficielle de l'acide oléique saturé augmente en fonction du temps, rapidement d'abord, puis de plus en plus lentement, et qu'elle se fixe enfin. La variation totale atteint $\frac{1}{6}$ de la pression initiale au bout de 20 minutes.

L'altération n'est certainement pas due à l'influence de l'air (oxydation), car l'allure des phénomènes n'est nullement modifiée lorsqu'on répète les expériences dans une enceinte pleine de gaz carbonique.

MORPHOLOGIE. — *Signification morphologique de la pseudobranchie des Téléostéens.* Note [1] de M. F. **Granel**, transmise par M. Henneguy.

La pseudobranchie est un organe homologue des feuillets branchiaux, et qui présente avec eux d'étroites relations génétiques et morphologiques, bien qu'elle prenne très rapidement un développement adaptif très particulier.

Götte, tenant grand compte de l'origine entodermique de l'épithélium des bourgeons pseudobranchiaux, tandis que celui des bourgeons branchiaux est ectodermique, pensait que les deux organes n'étaient pas entièrement homologues. C'est là une question très secondaire puisque cet épithélium ne joue aucun rôle important dans la constitution des lamelles pseudobranchiales qui se distinguent toutes par la possession d'un épithélium propre acidophile, d'origine mésodermique. Mais un fait des plus intéressants, c'est que la pseudobranchie et les feuillets branchiaux empruntent leur tissu vasculaire propre à un germe mésodermique commun. Dans un alevin de Carpe de 3^{mm}, il existe dans toute la longueur de la région branchiale une ébauche mésodermique syncytiale qui se continue en avant jusque derrière l'hyomandibulaire, en se repliant en dedans, à la place même qu'occupera la pseudobranchie.

Ce germe fournira la plus grande partie du matériel mésodermique des lames et des lamelles, et si des cellules migratrices s'y ajoutent par la suite, c'est lui incontestablement qui donnera les lamelles vasculaires caractéristiques de ces organes. Il y a donc lieu d'admettre la communauté d'origine des lamelles vasculaires branchiales et pseudobranchiales. Mais, comme on l'a vu, une différence très précoce s'établit entre les unes et les autres et, dès leur début même, les lamelles vasculaires pseudobranchiales se caractérisent par une acidophilie très marquée qui fait entièrement défaut aux autres. De plus le comportement des lamelles est bien différent. Sans parler de la formation de l'épithélium acidophile, propre à la pseudobranchie, les rapports des lamelles pseudobranchiales avec l'épithélium branchial et avec le monde extérieur sont tout à fait particuliers. Dans certains cas la pseudobranchie a ses lamelles libres dans la cavité branchiale et recouvertes chacune, individuellement, par l'épithélium de cette dernière, c'est la pseudobranchie libre (*Trachinus draco*). D'autres fois, les lames pseudobran-

[1] Séance du 31 juillet 1922.

chiales sont moins saillantes et moins indépendantes les unes des autres. L'épithélium s'infléchit entre elles et les recouvre sur une partie variable de leur étendue (*Chrysophrys*). Dans un cas plus avancé (Vairon) l'épithélium passe au-dessus des divers feuillets pseudobranchiaux et les recouvre tous sans s'infléchir entre eux. Les lamelles vues par transparence peuvent faire croire à une pseudobranchie libre, mais il n'en est rien, les feuillets sont tous recouverts par un voile épithélial commun, et d'autre part il existe entre elles de minces lames conjonctives, principalement cellulaires, qui les relient lâchement les unes aux autres. Enfin, chez la Carpe, l'enfoncement est plus grand : une lame de mésoderme s'interpose entre l'épithélium de la cavité branchiale et la pseudobranchie. De plus, pendant l'accroissement de la tête, la partie médiale de la pseudobranchie reste plus près de la ligne médiale, tandis que le pli épithélial, passant du bord interne de l'opercule sur le premier arc branchial, se rapproche du côté externe, et dans ce mouvement il recouvre la partie interne de la pseudobranchie.

Ces différences topographiques ne changent rien à la fonction. Celle-ci est dominée par la présence de l'épithélium acidophile et par les conditions vasculaires dans lesquelles se trouve la pseudobranchie, placée uniquement sur le trajet d'une anse artérielle du cercle céphalique. On a pensé que les pseudobranchies libres étaient respiratoires, tandis que les couvertes étaient glandulaires et constituaient des glandes à sécrétion interne. Cette fonction est sans doute celle des deux catégories de pseudobranchies, et la présence chez toutes d'une lame épithéliale acidophile épaisse, en contact immédiat avec la lamelle vasculaire, parle nettement en faveur de leur rôle glandulaire. De plus, la colorabilité de ces cellules, si voisine de celle des globules rouges, fait penser qu'elles pourraient bien avoir quelques rapports avec l'hémoglobine. Au début de leur formation, les lamelles pseudobranchiales sont évidemment des organes hématopoïétiques qui donnent d'emblée des globules rouges nucléés. L'apport ainsi fourni n'est cependant pas très important; beaucoup de globules rouges sont déjà formés avant les premiers feuillets de la pseudobranchie, notamment dans la glande choroïdienne et dans le cercle veineux sous-intestinal. Dans ce dernier, il est vrai, les globules rouges ne paraissent pas d'emblée et sont précédés de cellules rondes nucléées non hémoglobiques. Dans la glande choroïdienne, vaste plexus vasculaire situé derrière l'œil, les globules rouges ne sont pas précédés de formes de transition et paraissent parfaitement constitués (alevin de Carpe de 5^{mm}). Il n'est donc pas besoin de la pseudobranchie pour faire des globules rouges. Il est plus probable qu'elle

joue un rôle dans la destruction des globules rouges affaiblis, et peut-être ses cellules acidophiles sont-elles un réservoir qui accumule l'hémoglobine pour la distribuer au fur et à mesure des besoins. Je reviendrai ultérieurement sur ce point. Pour le moment je me bornerai à résumer la structure et la signification morphologique de la pseudobranchie.

Partis d'une même ébauche que les feuillets respiratoires, les feuillets pseudobranchiaux se spécialisent très tôt par l'évolution de leurs lamelles vasculaires, aboutissant à la formation d'un épithélium acidophile qui leur est propre, et parce qu'elles perdent toute relation obligatoire avec l'épithélium branchial, contrairement aux lamelles respiratoires.

La formation des pseudobranchies est un bel exemple de la divergence que peut présenter le développement d'ébauches initialement semblables, divergence sur laquelle M. Vialleton a beaucoup insisté dans ses travaux. La pseudobranchie couverte n'est pas non plus un stade plus avancé que la pseudobranchie libre, comme il semblait dans l'hypothèse du recouvrement secondaire, mais au contraire c'est la pseudobranchie libre qui représente l'état le plus évolué, puisque les lamelles, partout ailleurs plus ou moins confondues sous un épithélium commun, arrivent à se séparer les unes des autres et à faire saillie individuellement, chacune d'elles soulevant pour son propre compte un pli de cet épithélium.

La séance est levée à 15 heures trois quarts.

A. Lx.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS DANS LES SÉANCES DE JUILLET 1922 (*suite*).

Résultats des campagnes scientifiques accomplies sur son yacht par Albert Ier, prince souverain de Monaco. Fascicule LXII : *Observations complémentaires sur les Crustacés décapodes* (*abstraction faite des Carides*), par E.-L. BOUVIER. Fascicule LXIII : *Hexactinidés*, par CH. GRAVIER. Imprimerie de Monaco, 1922; 2 vol. 36^{cm}.

Cours de Chimie (*Métaux et cations*), par MARCEL BOLL et GEORGES ALLARD. Paris, Dunod, 1922; 1 vol. 21^{cm}. (Présenté par M. G. Urbain.)

En Norwège. L'industrie des pêches, par A. GRUVEL. Paris, Blondel la Rougery, 1922; 1 vol. 24^{cm}. (Présenté par M. Joubin.)

Les bases scientifiques de la Pédagogie et de la Méthodologie, par L. REMY. Volume I : *Les fonctions de la vie végétative, de la vie animale et de la vie psychique chez les êtres vivants.* Bruxelles, Lamertin, 1919; 1 vol. 23^{cm}.

Pour comprendre Einstein, par l'abbé TH. MOREUX. Paris, Gaston Doin, 1922; 1 vol. 19^{cm}.

La legge del calore secondo il metodo sperimentale e la sua incompatibilità col secondo principio della termodinamica, par GAETANO IVALDI. Milano, Stucchi Ceretti, 1922; 1 fasc. 24^{cm}.

Notes de voyage de Dolomieu en Portugal et en Espagne (1778), par ALFRED LACROIX. Extrait du *Bulletin de la Section de Géographie*, 1921. Paris, Imprimerie nationale, 1922; 1 fasc. 24^{cm}.

(*A suivre.*)